

Метастабильные состояния, спин-переориентационные переходы и доменные структуры в легкоплоскостных гексагональных антиферромагнетиках

А. Н. Богданов, И. Е. Драгунов

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: bogdanov@host.dipt.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 13 июля 1998 г.

Проведен расчет равновесных состояний легкоплоскостного гексагонального антиферромагнетика в планарном магнитном поле. При вращении поля в базисной плоскости в области существования метастабильных состояний в системе происходит ряд фазовых переходов первого рода, сопровождающихся скачками намагничённости. Определены границы существования и равновесные параметры термодинамически устойчивой доменной структуры, образующейся в окрестности таких переходов. Проведен анализ кривых намагничивания в RbMnCl_3 .

Проведено розрахунок рівноважних станів легкоплоскіного гексагонального антиферромагнетика в планарному полі. При обертанні поля в базисній площині в області існування метастабільних станів в системі відбувається ряд фазових переходів першого роду, які супроводжуються стрибками намагніченості. Визначено межі існування та рівноважні параметри термодинамічно стійкої доменної структури, яка утворюється у близькій відстані від таких переходів. Проведено аналіз кривих намагнічення в RbMnCl_3 .

PACS: 75.50.Ee, 75.60.Ch

Введение

Среди магнитоупорядоченных кристаллов довольно большую группу составляют гексагональные антиферромагнетики, представителями которой являются галогидные соединения типа ABX_3 , а также ряд других магнетиков [1–3]. Магнитное упорядочение в таких кристаллах носит квазиодномерный характер: антиферромагнитное упорядочение вдоль гексагональной оси на несколько порядков выше, чем обменные взаимодействия в базисной плоскости. Сравнительная слабость релятивистских взаимодействий в цепочках и межцепочечных обменных и релятивистских взаимодействий приводит к большому разнообразию магнитных структур в данном классе магнетиков. Так например, в легкоплоскостном антиферромагнетике CsNiF_3 преобладает ферромагнитное обменное взаимодействие между цепочками и поэтому здесь

реализуется коллинеарная планарная структура. В базисной плоскости CsNiCl_3 уже имеет место антиферромагнитное обменное взаимодействие, приводящее к образованию треугольных решеток. В свою очередь, в треугольных решетках реализуются либо структуры с анизотропией типа «легкая ось» (например, CsNiBr_3 , CsMnI_3 , CsVCl_3 , KNiCl_3), либо с анизотропией типа «легкая плоскость» (CsMnBr_3 , RbFeBr_3 и др.) [4]. Наконец, в CsCuCl_3 и RbMnBr_3 наблюдаются модулированные магнитные структуры [5].

Магнитное поле, приложенное в базисной плоскости, вызывает различные спин-переориентационные фазовые переходы в рассматриваемых системах [2–4,6,7]. В частности, в последнее время особенно интенсивно исследуются такие переходы в фрустрированных треугольных структурах (см. библиографию в [6]). Многочисленные экспериментальные исследования демонстрируют определяющую роль гексагональной

анизотропии на формирование равновесных состояний в обсуждаемых здесь магнитных системах. В этой связи особенно важными являются исследования в коллинеарных легкоплоскостных антиферромагнетиках. Наиболее изученными представителями этого класса магнетиков, с точки зрения как статических, так и высокочастотных свойств, являются CsNiF_3 (температура Нееля $T_N = 2,65$ К), CsMnF_3 ($T_N = 53,5$ К) и RbMnCl_3 ($T_N = 94,6$ К) [2,3,7,8]. Сравнительная слабость гексагональной анизотропии приводит к тому, что даже небольшие внешние поля существенно перестраивают магнитную структуру и индуцируют ряд спин-переориентационных фазовых переходов [2,3]. Однако существующие теоретические исследования равновесных структур гексагональных легкоплоскостных антиферромагнетиков в магнитном поле, приложенном в базисной плоскости, ограничены выделенными симметричными направлениями [8,9].

В данной работе исследовано влияние гексагональной анизотропии и магнитного поля на равновесные спиновые конфигурации легкоплоскостных систем. Показано, что в определенном диапазоне планарного поля \mathbf{H} магнетик испытывает ряд фазовых переходов первого рода, сопровождающихся скачками намагниченности. Построены фазовые диаграммы и рассчитаны линии фазовых переходов, а также определены равновесные состояния в конкурирующих фазах.

В работе также рассчитаны равновесные параметры и границы существования термодинамически устойчивой доменной структуры, образующейся в окрестности ориентационных фазовых переходов. Полученные результаты использованы для анализа экспериментальных исследований статических магнитных свойств в RbMnCl_3 [7,8].

1. Энергия и равновесные состояния

В рамках феноменологической теории стандартное выражение для плотности свободной энергии гексагонального двухподрешеточного антиферромагнетика без взаимодействия Дзялошинского, помещенного во внешнее магнитное поле, имеет вид

$$E = \lambda \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 - \mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + E_A, \quad (1)$$

где \mathbf{M}_i — намагниченность i -й подрешетки; λ — константа междошрешеточного обменного

взаимодействия; E_A — энергия магнитной анизотропии (для исследуемых магнетиков $E_A \ll \lambda M_0^2$ — слабая анизотропия). Будем также полагать, что температура значительно ниже температуры упорядочения, и поэтому парапроцессом можно пренебречь, т.е. в магнитном поле сохраняется условие $|\mathbf{M}_i| = M_0$, где M_0 — намагниченность насыщения.

При анализе энергии (1) удобно перейти к векторам суммарной намагниченности \mathbf{m} и антиферромагнетизма \mathbf{l} :

$$\mathbf{M}_{1,2} = M_0(\mathbf{m} \pm \mathbf{l}).$$

Поскольку $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, имеем $\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0$, $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$. В области слабых полей, для которых $H \ll \lambda M_0$, суммарная намагниченность $|\mathbf{m}| \ll 1$. Поэтому в выражении для плотности энергии анизотропии E_A можно не учитывать члены с компонентами \mathbf{m} .

Запишем потенциал исследуемой системы (1) в компонентах \mathbf{m} и \mathbf{l} :

$$E = 2M_0(\lambda M_0 \mathbf{m}^2 - \mathbf{H} \cdot \mathbf{m}) + E_A. \quad (2)$$

Энергию анизотропии гексагонального кристалла запишем с учетом членов шестого порядка:

$$E_A = K_1 l_z^2 + K_2(l_x^2 + l_y^2)^2 + \frac{K_3}{2} [(l_x + il_y)^6 + (l_x - il_y)^6]. \quad (3)$$

Если коэффициент анизотропии второго порядка $K_1 > 0$, то антиферромагнетик является легкоплоскостным, с легкой плоскостью XOY . Последнее слагаемое в (3) описывает анизотропию магнитных свойств в базисной плоскости кристалла.

Минимизация потенциала (2) по \mathbf{m} с учетом условия $\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0$ дает значение равновесной намагниченности

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2\lambda M_0^2} [\mathbf{H} - (\mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\alpha}) \boldsymbol{\alpha}]. \quad (4)$$

В (4) введен единичный вектор $\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{l}/|\mathbf{l}|$, коллинеарный \mathbf{l} . После подстановки (4) в (2) получаем

$$E = -\frac{1}{2\lambda} [\mathbf{H}^2 - (\mathbf{H} \cdot \boldsymbol{\alpha})^2] + E_A. \quad (5)$$

В магнитном поле \mathbf{H} , лежащем в базисной плоскости, в равновесном состоянии вектор антиферромагнетизма также расположен в этой же плоскости. Вводя угол φ между $\boldsymbol{\alpha}$ и $0X$ и угол

ψ между \mathbf{H} и OX , плотности энергии (5) можно придать следующий вид:

$$\Phi = \frac{E}{\lambda|B| M_0^2} = h^2 \cos(2\varphi - 2\psi) + \frac{\text{sgn}(B)}{6} \cos 6\varphi, \quad (6)$$

$$h = \frac{H}{2\lambda\sqrt{|B|} M_0}, \quad B = \frac{6K_3}{\lambda M_0^2}.$$

Равновесные состояния системы определяются минимизацией потенциала (6) как функции угла φ . При произвольных полях состояниям с φ и $\varphi + \pi$ соответствуют одинаковые значения энергии (6). Это свойство является следствием энергетической эквивалентности магнитных конфигураций с антипараллельными векторами антиферромагнетизма \mathbf{l} .

Гексагональная анизотропия (3) задает в базисной плоскости направления преимущественной ориентации вектора антиферромагнетизма (легкие оси):

$$\varphi = \pi/6 + \pi k/3 \quad (B > 0), \quad \varphi = \pi k/3 \quad (B < 0). \quad (7)$$

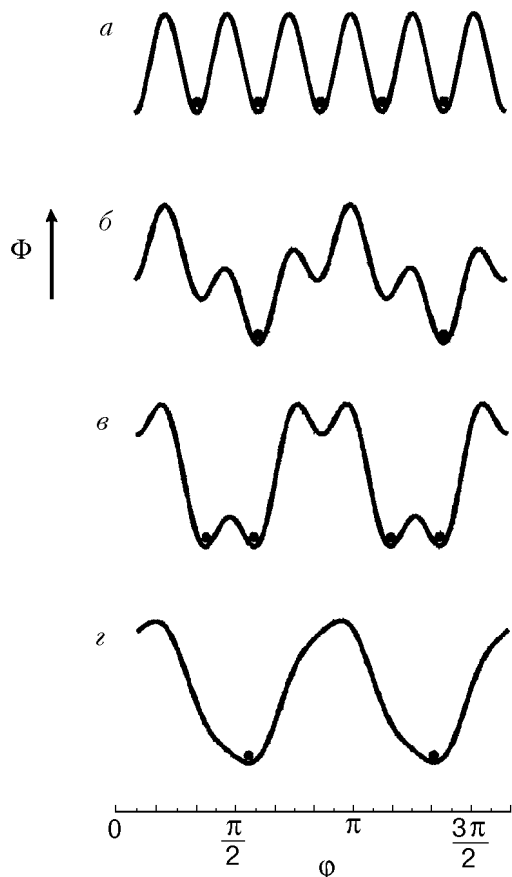


Рис. 1. Функциональная зависимость энергии $\Phi(\varphi)$ (6) для ряда значений магнитного поля: $h = 0$ (а); в области метастабильных состояний (б); в поле ФПИ (в); вне области метастабильных состояний (г).

В поле $h = 0$ минимуму потенциала (6) соответствуют коллинеарные фазы ($\mathbf{m} = 0$) с φ из (7) (см. рис. 1,а). С другой стороны, достаточно сильное поле, приложенное в базисной плоскости, подавляет влияние анизотропии (3). Таким образом, в высоких полях должны реализоваться спиновые конфигурации, характерные для изотропного антиферромагнетика, а именно, состояния, в которых вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} перпендикулярен приложенному полю. Поскольку вырожденные состояния (7) не могут исчезнуть мгновенно, мы приходим к выводу, что на фазовой $h_x h_y$ -диаграмме исследуемого магнетика должна существовать область метастабильных состояний. Граница существования этой области определяется стандартным образом из системы уравнений $d\Phi/d\varphi = 0$, $d^2\Phi/d\varphi^2 = 0$. Исключением φ из данной системы уравнений удается получить следующее выражение для линии лабильности:

$$[h^6 \cos 6\psi + \text{sgn}(B) 9(4h^4 - 3)/16] \times \\ \times \sqrt{h^4 - 1/4} + h^6 \sin 6\psi \sqrt{9/4 - h^4} = 0. \quad (8)$$

В зависимости от знака B замкнутые линии (8) повернуты друг относительно друга на угол $\pi/6$ (см. рис. 2). Максимальные значения полей лабильности достигаются в точках заострения кривых (8) ($h_1 = \sqrt{3/2}$, а углы ψ задаются соотношениями (7)), минимальные значения поля $h_2 = \sqrt{1/2}$ достигаются вдоль направлений, повернутых относительно (7) на угол 30° .

Чтобы изучить характер эволюции системы, рассмотрим изменение потенциала (6) при росте величины магнитного поля для различных фиксированных значений угла ψ . Магнитное поле, приложенное в базисной плоскости, разрушает коллинеарность магнитных структур и снимает вырождение: спиновые конфигурации, в которых вектор намагниченности образует наименьший угол с вектором приложенного поля, определяют абсолютный минимум энергии; остальные решения (7) трансформируются в локальные минимумы (метастабильные состояния) (рис. 1,б). Наконец, на линии лабильности (8) локальные минимумы исчезают, сливаясь с локальными максимумами. Вне области существования метастабильных состояний энергия (6) имеет вид, изображенный на рис. 1,г. Особого рассмотрения требуют ситуации, когда магнитное поле направлено параллельно одному из векторов антиферромагнетизма, соответствующих основному состоянию в нулевом поле (см. (7)).

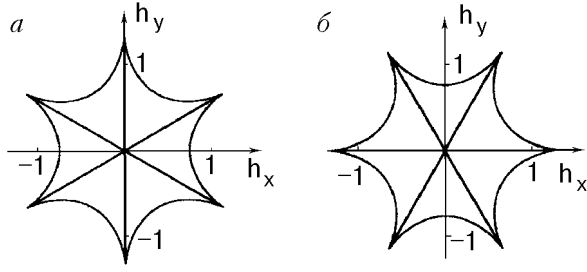


Рис. 2. Фазовые h_x h_y -диаграммы гексагонального легкоплюскового антиферромагнетика для $B > 0$ (а); $B < 0$ (б).

На фазовых h_x h_y -диаграммах (рис. 2) этим симметричным направлениям соответствуют отрезки прямых

$$|h| \leq h_1, \quad \psi = \pi/6 + \pi k/3 \quad (B > 0), \quad (9)$$

$$|h| \leq h_1, \quad \psi = \pi k/3 \quad (B < 0),$$

соединяющие начало координат и точки заострения линий лабильности (8). При изменении магнитного поля вдоль прямых (9) частично сохраняется вырождение основных состояний системы (рис. 1,б). С ростом поля потенциальный барьер, разделяющий основные состояния системы, уменьшается, и в точках заострения оба минимума сливаются в один, соответствующий спиновой конфигурации с вектором антиферромагнетизма \mathbf{l} , перпендикулярным магнитному полю. При дальнейшем росте поля вдоль направлений (9) (т.е. когда $h > h_1$) вектор \mathbf{l} остается перпендикулярным полю, а эволюция системы происходит вследствие разворота намагниченностей подрешеток к направлению поля.

Обсудим подробнее характер вырождения состояний на линиях (9). Анализ показывает, что данные состояния имеют противоположные значения компонент намагниченности, перпендикулярных приложенному полю. Таким образом, отклонение магнитного поля от направлений (9) приводит к нарушению фазового равновесия состояний, изображенных на рис. 1,б. Одно из них понижает свою энергию, а другое повышает. Такая ситуация характерна для индуцированных магнитным полем фазовых переходов первого рода (ФП). Другими словами можно сказать, что линии (9) являются линиями ФП, индуцированного компонентами магнитного поля, перпендикулярными направлениям (9). Так

например, при $B < 0$ на линии $|h| \leq h_1$, $\psi = 0$ (9) реализуются фазы с

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= \frac{1}{4} \left[2\pi - \arccos \left(h^2 - \frac{1}{2} \right) \right], \\ \varphi_2 &= \frac{1}{4} \left[2\pi + \arccos \left(h^2 - \frac{1}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Найдем намагниченность на этой линии. Из (4) для компонент намагниченности имеем

$$m_x = h_x \sqrt{|B|} (1 - \alpha_x^2), \quad m_y = -h_x \sqrt{|B|} \alpha_x \alpha_y.$$

Подставляя равновесные значения α_x и α_y , получаем полевые зависимости намагниченности (рис. 3):

$$\begin{aligned} m_x^{(1)} = m_x^{(2)} &= \frac{1}{4} h \sqrt{|B|} (2 + \sqrt{1 + 2h^2}), \\ m_y^{(1)} = -m_y^{(2)} &= \frac{1}{4} h \sqrt{|B|} \sqrt{3 - 2h^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из сказанного выше следует, что в данном случае компонента магнитного поля h_y индуцирует ФП между фазами (11). Этот переход сопровождается скачком намагниченности (а именно, компоненты m_y (11)). В данном случае точка заострения $h = h_1$, $\psi = 0$ является точкой окончания ФП. (Здесь $\varphi_{1,2} = \pi/2$.) Аналогичные фазовые переходы имеют место и на других линиях (9).

Ранее равновесные и метастабильные состояния для потенциала (6) исследовались для

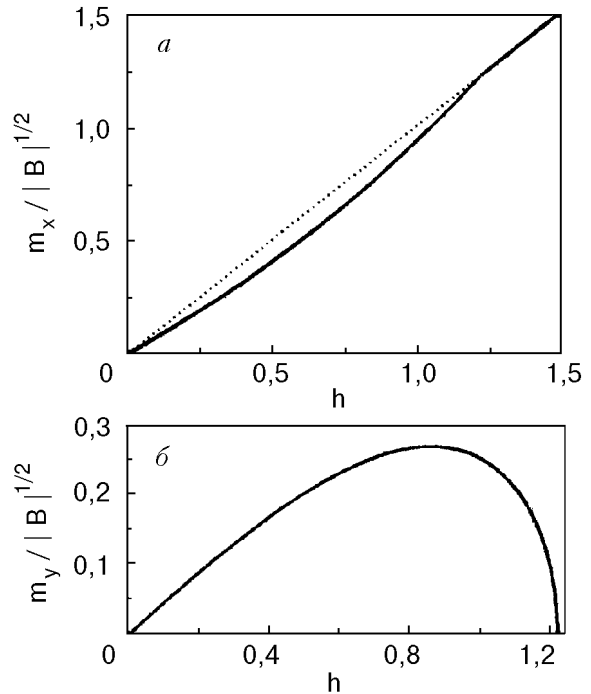


Рис. 3. Компоненты равновесной намагниченности на линии ФП $|h| \leq h_1$, $\psi = 0$ ($B < 0$): m_x (а); m_y (б).

двух симметричных направлений поля в базисной плоскости, а именно, вдоль осей легкого намагничивания, а также вдоль направлений, составляющих углы 30° с легкими осями [9]. Для этих выделенных направлений результаты данной работы совпадают с полученными в [9]. Анализируя эволюцию магнитных состояний в поле, параллельном легкой оси, авторы [9] пришли к заключению, что при $h = h_1$ имеет место фазовый переход II рода из симметричной фазы $I \perp \mathbf{h}$ ($h > h_1$) в низкосимметричную фазу с вектором антиферромагнетизма, направленным под углом к полю ($h < h_1$) (см., например, (10)). При этом компонента I, параллельная полю, играет роль параметра порядка. Как показано в данной работе, на $h_x h_y$ фазовой диаграмме области существования «низкосимметричных фаз» (линии (9)) представляют собой линии ФП, а значения поля $h = h_1$ являются точками окончания соответствующих ФП. Формально эти критические точки можно рассматривать как изолированные точки фазового перехода II рода. Однако, поскольку любое отклонение поля от легкой оси понижает симметрию фазы $I \perp \mathbf{h}$ («размывает» переход), данный переход физически не наблюдаем. Вопрос об ограниченности применимости представлений о фазовых переходах II рода применительно к спин-переориентационным фазовым переходам в магнетиках с общих позиций обсуждается в [11].

Отметим также, что критические линии (8) имеют вид, характерный для линий лабильности в магнетиках со спонтанной намагниченностью (например, *астроида Стоунера–Вольфарта* для легкоосного ферромагнетика [12,13]), а также в легкоплоскостных тетрагональных антиферромагнетиках [14].

В рамках теории особенностей гладких отображений Уитни линии лабильности являются особыми линиями, описывающими бифуркационные изменения в системах и реализуют два возможных типа особенностей отображения: *складки* — собственно линии типа (8) и *сборки* — точки заострения [15]. Многочисленные примеры математических задач, описывающих аналогичные критические процессы в физике, технике, биологии и других областях, можно найти в книгах [15,16].

2. Доменные структуры

Как известно, в многоподрешеточных магнетиках конечных размеров в области индуцированных полем ФП размагничивающие поля стабилизируют доменную структуру (ДС)

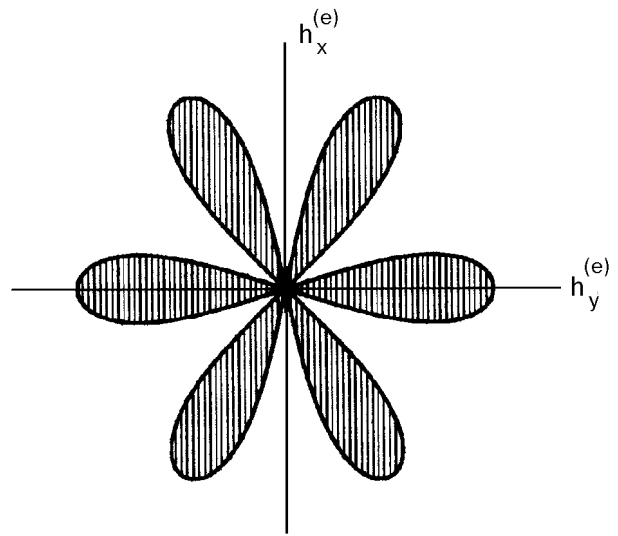


Рис. 4. Области существования доменов в сферическом образце.

из доменов конкурирующих фаз [10,11]. Такие полидоменные структуры аналогичны доменам размагниченного ферромагнетика.

В рамках термодинамического приближения [17] равновесные состояния для двухфазной ДС определяются уравнением

$$\mathbf{H}^{(e)} = \mathbf{H}_t + 4\pi M_0 \hat{\mathbf{N}} \cdot [\mathbf{m}^{(1)} \xi_1 + \mathbf{m}^{(2)} \xi_2], \quad (12)$$

где \mathbf{H}_t — поле ФП; $\xi_1, \xi_2 = (1 - \xi_1)$ — доли фаз двухфазной ДС; $\hat{\mathbf{N}}$ — тензор размагничивающих коэффициентов. Подставляя в (12) выражения для \mathbf{H}_t , $\mathbf{m}^{(1)}$ и $\mathbf{m}^{(2)}$, получим зависимость равновесных значений ξ и φ_1, φ_2 от внешнего поля $\mathbf{H}^{(e)}$. При $\xi_{1(2)} = 0, \xi_{2(1)} = 1$ соотношение (12) определяет границы ДС. На рис. 4 представлена $h_x^{(e)} h_y^{(e)}$ -диаграмма сферического образца с $B < 0$ ($N = 1/3$). Область существования ДС заштрихована.

Исследуем также доменные границы (ДГ) для данной доменной структуры. Для определенности будем рассматривать линию ФП при $B < 0, \psi = 0, |h| \leq \sqrt{3/2}$. В этом случае доменная стенка разделяет домены, в которых равновесные состояния φ_1 и φ_2 определяются соотношением (8). В частности, при $h = 0$ (см. рис. 1,а) разворот угла φ в такой ДГ составляет 60° и монотонно уменьшается с ростом поля, обращаясь в нуль в точке окончания ФП $|h| = \sqrt{3/2}$. Поскольку $m \ll 1$ во всей области существования ФП, можно считать, что энергия ДГ определяется только величиной I. Найдем плотность энергии E_G и распределение $\varphi(x)$ в данной доменной стенке. Плотность энергии ДГ и

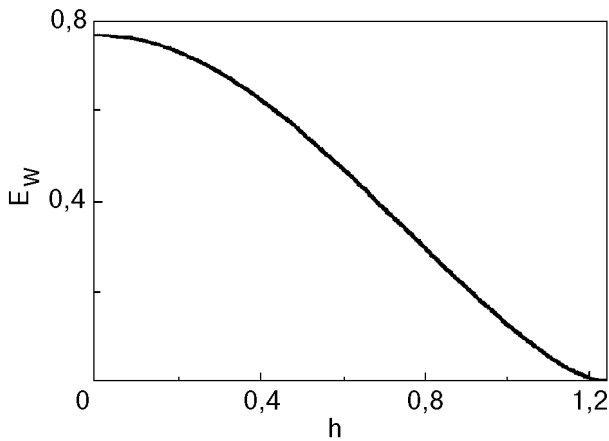


Рис. 5. Энергия доменной границы на линии ФП.

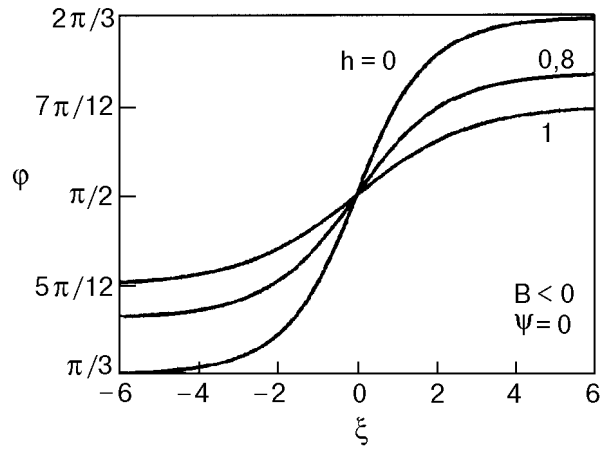


Рис. 6. Структура доменных границ для ряда значений магнитного поля на линии ФП.

распределение $\varphi(x)$ определяются стандартными соотношениями [18]:

$$E_G = \int_{\varphi_1^0}^{\varphi_2^0} \sqrt{\alpha[\Phi(\varphi) - \Phi_0]} d\varphi, \quad (13)$$

$$x = \int_0^{\varphi} \left[\frac{\alpha}{\Phi(\varphi) - \Phi_0} \right]^{1/2} d\varphi, \quad (14)$$

где φ_1^0 , φ_2^0 — равновесные значения угла φ в соседних доменах, которые определяются соотношениями (8); α — постоянная неоднородного обменного взаимодействия; $\Phi_0 = \Phi(\varphi_1^0) = \Phi(\varphi_2^0)$. После подстановки в (13) выражения для $\Phi(\varphi)$ получаем

$$E_G = \sqrt{\frac{2\alpha}{3}} \int_{\varphi_1^0}^{\varphi_2^0} (\cos 2\varphi + \sqrt{b}) \sqrt{-\cos 2\varphi + 2\sqrt{b}} d\varphi, \quad (15)$$

где $b = h^2 + 1/2$.

На рис. 5 представлены результаты численного интегрирования энергии ДГ $E_W = E_G / \sqrt{\alpha}$ как функции внешнего поля h . Аналогично для распределения $\varphi(x)$ получаем

$$x = \int_0^{\varphi} \left(\frac{3\alpha}{2(\cos 2\varphi + \sqrt{b}) \sqrt{-\cos 2\varphi + 2\sqrt{b}}} \right)^{1/2} d\varphi. \quad (16)$$

На рис. 6 представлены зависимости $\varphi(\xi) = \varphi(x/\sqrt{\alpha})$ в ДГ для некоторых значений внешнего поля h .

3. Эволюция магнитных состояний

К настоящему времени достаточно подробные исследования магнитных свойств легкоплоскостных гексагональных кристаллов проведены на монокристаллах RbMnCl_3 при $T = 4,2$ К [7,8]. В этих работах отмечалось, что исследуемые образцы RbMnCl_3 содержат области с различной ориентацией векторов антиферромагнетизма (антиферромагнитные домены). Такие домены образуются в антиферромагнетиках в процессе формирования упорядоченного состояния при переходе из парамагнитной фазы [19]. Вследствие вырождения основного состояния (см. (7)) в гексагональных легкоплоскостных антиферромагнетиках имеется три типа доменов с различной ориентацией вектора антиферромагнетизма (состояния с \mathbf{l} и $-\mathbf{l}$ физически эквивалентны). Было также обнаружено, что магнитоупругость приводит к ромбическим искажениям в доменах [8]. Таким образом, исследуемые в [7,8] образцы состояли из трех типов орторомбических доменов, оси которых были повернуты относительно друг друга на 60° . Наличие такой полидоменной структуры затрудняет формирование термодинамически устойчивых состояний, и полевые зависимости намагниченности во многом определяются сложными необратимыми процессами, в которых упругие и магнитоупругие взаимодействия, а также микронеоднородности кристалла играют важную роль. Так например, резкие скачки намагниченности, наблюдаемые в [7] при определенных направлениях планарного поля, скорее связаны с потерей устойчивости метастабильных состояний, реализующихся в части доменов, чем с ориентационным фазовым переходом в объеме магнетика.

Тем не менее некоторые результаты по исследованию кривых намагниченности находятся в соответствии с выводами данной работы о фазовых переходах, индуцированных планарным полем и связанных с этими переходами устойчивых доменных структур. Так, в магнитном поле, параллельном одной из легких осей, на полевой зависимости продольной намагниченности в низких полях наблюдался характерный нелинейный участок (подобный изображенному на рис. 3,а), а в более высоких полях ($H > 15$ кЭ при $T = 4,2$ К) кривая намагниченности становилась линейной.

Если магнитное поле пересекает область существования доменов вдоль направлений, не совпадающих с линиями (7), то доли фаз в ДС не равны; компонента намагниченности, перпендикулярная полю, отлична от нуля, а ее полевая зависимость близка к изображенной на рис. 3,б. Эти выводы также находятся в хорошем соответствии с результатами, полученными в [7].

В силу сказанного выше следует, что исследования влияния магнитного поля на равновесные состояния необходимо проводить на монокристаллических образцах. В этой связи напомним, что образование антиферромагнитных доменов энергетически невыгодно, поскольку повышение энергии системы за счет образования доменных границ не компенсируется уменьшением каких-либо энергетических вкладов. Этим такие доменные структуры отличаются от регулярных магнитных доменов, в которых повышение энергии за счет магнитных неоднородностей компенсируется выигрышем в энергии размагничивающих полей. Равновесные геометрические параметры регулярных доменных структур определяются конкуренцией указанных противодействующих факторов в общем балансе энергии системы и легко изменяются под воздействием внешних параметров (магнитное поле, температура). Напротив, антиферромагнитные домены обязаны своим происхождением кинетике образования упорядоченного состояния при охлаждении образца через температуру Нееля. Они распределены в объеме магнетика беспорядочным образом и слабо меняют свою форму при внешних воздействиях [19].

Согласно результатам [7,8], сильное магнитное поле (превышающее поля лабильности (8)) разрушает метастабильные состояния и во всех антиферромагнитных доменах реализуется фаза с $\mathbf{l} \perp \mathbf{h}$. Можно ожидать, что такие спиновые состояния сохраняются в доменах и при

уменьшении поля. Ранее такой метод использовался для подавления метастабильных состояний в кубических гелимагнетиках [20,21]. Другой способ формирования монокристаллических состояний связан с охлаждением образца в магнитном поле. Этот метод использовался в [8]. Однако оказалось, что охлаждение в поле $H \approx 10$ кЭ от комнатных температур до гелиевых не оказывает заметного влияния на резонансные свойства исследуемых образцов RbMnCl_3 .

Заключение

В работе проведен расчет равновесных состояний гексагонального легкоплоскостного коллинеарного антиферромагнетика в планарном магнитном поле. На фазовой $h_x h_y$ -диаграмме исследуемого антиферромагнетика область существования метастабильных состояний ограничена линией (8). Внутри этой области при вращении магнитного поля происходят спинопереориентационные фазовые переходы, сопровождающиеся скачками намагниченности. В области этих фазовых переходов образуются термодинамически устойчивые доменные структуры из доменов конкурирующих фаз. Определены границы существования такой доменной структуры, а также рассчитаны структура и равновесные параметры плоских доменных границ. Результаты расчета позволили построить фазовые диаграммы исследуемых магнетиков в компонентах поля, приложенного в базисной плоскости.

До последнего времени равновесные состояния в гексагональных легкоплоскостных антиферромагнетиках экспериментально не исследовались. Однако некоторые результаты, полученные на полидоменных образцах RbMnCl_3 [7,8], находятся в соответствии с выводами настоящей работы.

Полученные в работе основные результаты остаются в силе и в случае, когда магнитное поле отклоняется из базисной плоскости к гексагональной оси. В гексагональных легкоосных антиферромагнетиках в магнитном поле выше поля опрокидывания вектор антиферромагнетизма лежит в базисной плоскости. В этом случае гексагональная анизотропия приводит к вырождению основного состояния (сравни с (7)). При отклонении магнитного поля от легкой оси будут иметь место фазовые переходы, подобные описанным в данной работе.

Авторы благодарят фонд Александра фон Гумбольдта за предоставление вычислительной

техники. Мы также признательны В. Г. Барьяхтару за обсуждение ряда вопросов, рассмотренных в работе, а также А. А. Шестакову за помощь при проведении численных расчетов.

1. A. Oles, F. Kajzar, M. Kucab, and W. Sikora, *Magnetic Structures Determined by Neutron Diffraction*, Warszawa (1976).
2. К. С. Александров, А. Т. Анистратов, Б. В. Безносиков, Н. В. Федосеева, *Фазовые переходы в кристаллах галогидных соединений АВХ₃*, Наука, Новосибирск (1981).
3. К. С. Александров, Н. В. Федосеева, И. П. Спивакова, *Магнитные фазовые переходы в галогидных кристаллах*, Наука, Новосибирск (1983).
4. T. Asano, Y. Ajiro, M. Mekata, H. A. Katori, and T. Goto, *Physica* **B201**, 75 (1994).
5. И. М. Витебский, О. А. Петренко, С. В. Петров, Л. А. Прозорова, *ЖЭТФ* **103**, 326 (1993).
6. M. E. Zhitomirsky, O. A. Petrenko, and L. A. Prozorova, *Phys. Rev.* **B52**, 3511 (1995).
7. Ф. Н. Бажан, Н. В. Федосеева, С. В. Петров, Б. В. Безносиков, *ЖЭТФ* **74**, 1698 (1978).
8. А. В. Андриенко, Л. А. Прозорова, *ЖЭТФ* **74**, 1527 (1978).
9. В. Г. Барьяхтар, В. Л. Соболев, *ФНТ* **3**, 1329 (1977).
10. A. F. G. Wyatt, *J. Phys. C (Proc. Phys. Soc.)* **1**, 684 (1968).
11. В. Г. Барьяхтар, А. Е. Боровик, В. А. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **9**, 634 (1969).
12. E. Stoner and E. Wohlfarth, *Philos. Trans. Roy. Soc.* **A240**, 559 (1948).
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
14. А. Н. Богданов, *ФТТ* **32**, 1749 (1990).
15. Р. Гилмор, *Прикладная теория катастроф*, Мир, Москва (1984).
16. Т. Постон, И. Стюарт, *Теория катастроф и ее приложения*, Мир, Москва (1980).
17. В. Г. Барьяхтар, А. Н. Богданов, Д. А. Яблонский, *УФН* **156**, 47 (1988).
18. А. Хуберт, *Теория доменных стенок в упорядоченных средах*, Мир, Москва (1977).
19. В. В. Еременко, Н. Ф. Харченко, Ю. Г. Литвиненко, В. М. Науменко, *Магнитооптика и спектроскопия антиферромагнетиков*, Наукова думка, Киев (1989).
20. J. Beille, J. Voiron, F. Towfiq, M. Roth, and Z. Y. Zhang, *J. Phys.* **F11**, 2153 (1981).
21. B. Lebech, J. Bernhard, and T. Freltoft, *J. Phys.: Condens. Mater.* **1**, 6105 (1989).

Metastable states, spin-reorientational transitions and domain structures in planar hexagonal antiferromagnets

A. N. Bogdanov and I. E. Dragunov

Equilibrium states are calculated for a planar hexagonal antiferromagnet in a magnetic field oriented in the basal plane. A number of first-order phase transitions accompanied by jumps of the magnetization occur when the magnetic field is rotated in the region of existence of the metastable states. The range of existence of the thermodynamically stable domain structure is found. The equilibrium parameters of the domains are calculated as functions of an applied field. The magnetization curves for RbMnCl₃ are analyzed.